УДК 536.46

ПРЕКРАЩЕНИЕ ГОРЕНИЯ ТВЕРДЫХ РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ И ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ДАВЛЕНИИ

Р. Мырзакулов*, М.Ж. Козыбаков**, К.О. Сабденов

*Евразийский национальный университет, г. Астана
**Шымкентский социально-педагогический университет, г. Шымкент
Томский политехнический университет
E-mail: sabdenovko@mail.ru

Рассматривается горение твердых ракетных топлив и порохов, разлагающихся на газ посредством пиролиза. Показана возможность гашения горения гармонически меняющимся давлением. Причиной тому является то, что при определенных условиях малые колебания давления, как правило, вызывают большие по амплитуде изменения скорости горения. Погасание происходит при снижении температуры поверхности топлива ниже критической величины. Проведено исследование для случаев экзотермической и эндотермической реакции пиролиза.

Введение

Практика разработки и эксплуатации ракетных двигателей на твердом топливе встречается с рядом разновидностей нестационарного горения, происходящего при переменном давлении. Изменение давления может быть вызвано штатными и нештатными ситуациями. К нештатной ситуации относится неустойчивость горения, вызванная конструкционными особенностями двигателя, внутренними физико-химическими процессами, обеспечивающими горение топливного заряда, внешним воздействием. Такой вид нестабильного горения в ракетных двигателях подразделяют на низкочастотную и высокочастотную неустойчивость [1, 2. С. 104–129]. Вторую из них называют еще акустической неустойчивостью или, реже, резонансным горением.

Низкочастотная неустойчивость. В процессе горения топлива наблюдалось, что когда давление в ракетном двигателе падает ниже какой-то критической величины, давление в камере сгорания может внезапно упасть до атмосферного, и горение заряда прекращается. Иногда, однако, спустя некоторое время, от долей секунды до нескольких секунд, вновь происходит воспламенение, и наступает новый период нормального горения. Этот цикл с частотой ~1...10 Гц может многократно повторяться, приводя к ряду вспышек. *Высокочастотная* (*акустическая*) *неустойчивость* наиболее часто наблюдалась в трубчатых зарядах, хотя она встречается и в случае зарядов другой конфигурации. Горение при такой неустойчивости характеризуется внезапным ростом давления в ракетных двигателях и колебаниями с частотой порядка $10^3...10^4$ Гц.

К штатным изменениям режимов горения относится запланированный сброс (или подъем) давления в камере сгорания с целью перевода двигателя на режим с другой тягой. Смена скорости горения в двигателе может быть осуществлена и другими способами: комбинированием различных видов топлива, имеющих разные скорости горения при одних и тех же внешних условиях, изменением критического сечения сопла и др.

Кроме этого, при создании реактивных стартовых двигателей, предназначенных для выброса торпеды или ракеты из пусковой установки, стоит проблема обеспечения заданной скорости прихода газа путем изготовления топливных зарядов специальной геометрической конфигурации [3]. Но и здесь неизбежно происходит изменение давления в камере в процессе работы двигателя.

Для разработчиков ракетных двигателей при указанных выше факторах необходимо знать закономерности горения топливного заряда. Наибольший интерес представляет нестационарная скорость горения u как функция давления p и времени t. Эту зависимость $u(p, t)$ можно найти разработкой соответствующей физико-математической модели горения топливного заряда и последующим ее анализом. Для предупреждения возникновения высокочастотной неустойчивости необходимо еще поддерживать заданные пределы изменения акустической проводимости ζ топлива.

Настоящая работа посвящена расчету нестационарной скорости горения и акустической проводимости топлива, установлению закономерностей их поведения при различных формах зависимости давления от времени.

Математическая постановка задачи

В одном из простейших вариантов модель горения твердого ракетного топлива или взрывчатого вещества с его разложением по механизму пиролиза математически может быть представлена следующим образом [4, 5]:

$$-\infty < x < x_s(t): \rho_c c_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial x}\right);$$

$$x_s(t) < x < +\infty: \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\rho v = 0,$$

$$\rho\left(\frac{\partial Y}{\partial t} + v\frac{\partial Y}{\partial x}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(D\rho\frac{\partial Y}{\partial x}\right) - \rho Y k_0 \exp(-\frac{E}{RT}), \quad (1)$$

$$\rho c_p\left(\frac{\partial T}{\partial t} + v\frac{\partial T}{\partial x}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\right) +$$

$$+\rho Q Y k_0 \exp(-\frac{E}{RT}) + \rho c_p \frac{\gamma - 1}{\gamma}\frac{T}{p}\frac{dp}{dt};$$

$$p = \rho R_g T.$$

Граничные условия:

$$x \to -\infty: \; T_c = T_0,$$

$$x = x_s(t): -\rho_c \frac{d x_s}{d t} = -\rho\frac{d x_s}{d t} + \rho v,$$

$$-\rho_c \frac{d x_s}{d t} = -\rho\frac{d x_s}{d t} + \rho v Y - D\rho\frac{\partial Y}{\partial x},$$

$$-\rho_c \frac{d x_s}{d t} = m_1(T, p), T = T_c, \lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial x} = \lambda\frac{\partial T}{\partial x} + L\rho_c\frac{d x_s}{d t};$$

$$x \to +\infty: \frac{dT}{dx} = 0, \quad \frac{dY}{dx} = 0.$$

О начальных условиях для ур. (1) будет сказано ниже. Здесь λ_c – коэффициент теплопроводности материала топлива; T_c – температура в твердой фазе, $T_c(x=x_s)=T_s$ – температура поверхности разложения; Y, D – массовая концентрация (доля) и коэффициент диффузии реагирующего вещества; k_0 – предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса; E – эффективная энергия активации химической реакции в газовой фазе; T – температура газа; R – универсальная газовая постоянная; R_g – газовая постоянная; λ – коэффициент теплопроводности газа; Q – суммарный тепловой эффект химической реакции в газе; γ – показатель адиабаты; L – тепловой эффект разложения топлива на газообразные компоненты, положительный знак которого указывает на эндотермическую реакцию, отрицательный знак – на экзотермическую.

Область $x<x_s$ занята топливом. На поверхности $x=x_s$ происходит его разложение по механизму пиролиза на газовые компоненты, состоящие преимущественно из горючего и окислителя. В дальнейшем эта смесь химически реагирует с тепловым эффектом, составляющим основной запас химической энергии топлива или взрывчатого вещества.

Ур. (1) справедливы для установившегося режима горения, поэтому в них отсутствуют начальные условия. Массовая скорость распада топлива m_1 описывается законом Аррениуса $m_1 \sim p^{\nu_0}\exp(-E_c/2RT)$ с энергией активации E_c; ν_0=const.

При формулировке математической модели теплоемкости твердой и газовой фаз полагались одинаковыми: $c_c=c_p$. В дальнейшем изменением молекулярного веса газа пренебрегаем: R_g=const, c_p=const. Также зависимости коэффициентов диффузии и теплопроводности от температуры и давления представим для удобства как [6]

$$D \sim T^2 / p, \quad \lambda \sim T. \quad (2)$$

Выражения (2) хорошо согласуются с теоретическими и экспериментальными данными. Присваивая верхний индекс 0 к стационарным значениям символов, переходим в системе ур. (1) к безразмерным величинам и лагранжевой координате ξ согласно выражениям:

$$-\infty < x < x_s(t): \xi = \frac{u^0}{\kappa_c}[x - x_s(t)],\ u^0 \equiv -\left(\frac{d\,x_s}{d\,t}\right)^0,$$

$$x_s(t) < x < +\infty: \xi = \frac{u^0}{\sigma\kappa_c\rho_c}\int_{x_s(t)}^{x}\rho(y,t)\ dy,\ \ \kappa_c = \frac{\lambda_c}{c_c\rho_c}.$$

$$\theta_c = \frac{T_c}{T_s^0},\ \theta = \frac{T}{T_s^0},\ \theta_0 = \frac{T_0}{T_s^0},\ q = \frac{Q}{c_p T_s^0}, \sigma = \frac{D(\rho^0)^2}{\kappa_c\rho_c^2},$$

$$B = \frac{m_1}{m_1^0} = -\frac{\rho_c}{m_1^0}\frac{d\,x_s}{d\,t},\ l = \frac{L}{c_c T_s^0},$$

$$\tau = \frac{(u^0)^2}{\kappa_c}t,\ \eta = \frac{p}{p_0},\ \ m_1^0 = m_2^0 = \rho_c u^0.$$

Переход к лагранжевой координате позволяет отделить гидродинамическую часть задачи от диффузионно-тепловой части. В результате несложных преобразований приходим к следующей формулировке задачи:

$$-\infty < \xi < 0:\ \frac{\partial\theta_c}{\partial\tau} + B\frac{\partial\theta_c}{\partial\xi} = \frac{\partial^2\theta_c}{\partial\xi^2}, \qquad (3)$$

$$0 < \xi < +\infty: \sigma\frac{\partial\theta}{\partial\tau} + B\frac{\partial\theta}{\partial\xi} =$$

$$= \eta\frac{\partial^2\theta}{\partial\xi^2} + qW_{ch}(Y,\,T) + \sigma\Gamma\frac{\theta}{\eta}\frac{d\eta}{d\tau},$$

$$\sigma\frac{\partial Y}{\partial\tau} + B\frac{\partial Y}{\partial\xi} = \eta\mathrm{Le}\frac{\partial^2 Y}{\partial\xi^2} - W_{ch}(Y,\,T),$$

$$W_{ch}(Y,\,T) = YK_0\exp\left(-\frac{1}{\beta\theta}\right),$$

$$\Gamma = \frac{\gamma-1}{\gamma},\ K_0 = \frac{\sigma\kappa_c k_0}{(u^0)^2},\ \beta = \frac{RT_s^0}{E},$$

$$\mathrm{Le} = \frac{D^0\rho^0 c_p}{\lambda^0} = \mathrm{const}.$$

Граничные условия:

$$\xi \to -\infty: \theta_c = \theta_0;$$

$$\xi = 0:\ \theta_c = \theta,\ \frac{\partial\theta_c}{\partial\xi} =$$

$$= \eta\frac{\partial\theta}{\partial\xi} - lB,\ B(1-Y) + \eta\mathrm{Le}\frac{\partial Y}{\partial\xi} = 0,$$

$$B = \eta^{\nu_0}\exp\left[\frac{1}{\beta_c}(1-\frac{1}{\theta})\right],\qquad \beta_c = \frac{2RT_s^0}{E_c};$$

$$\xi \to +\infty: \frac{\partial\theta}{\partial\xi} = 0,\qquad \frac{\partial Y}{\partial\xi} = 0.$$

Задача (3) упрощается, если $\beta\to0$, $K_0\to\infty$ так, что

$$\int_0^\infty YK_0\exp\left(-\frac{1}{\beta\theta}\right)d\xi = \mathrm{const}.$$

Тогда выражения с экспонентами, описывающие химическую реакцию в газе, можно перенести в граничные условия, введя поверхность горения ξ_f. На этой поверхности массовая скорость горения $m_2 \sim \exp(-E/2RT)$.

В такой упрощенной постановке данная задача рассматривалась в работе [5]. Ее стационарное решение дается формулами

$$\xi < 0: \theta_c^0 = \theta_0 + (1-\theta_0)\exp\xi; \qquad (4)$$

$$0 < \xi < \xi_f: \theta^0 = \theta_0 - l + (1-\theta_0+l)\exp\xi,$$

$$Y = 1-(1-Y_s^0)\exp(\xi/\mathrm{Le});$$

$$\xi > \xi_f: \theta_b^0 = \theta_0 + q - l,\ Y = 0;\ B^0 = 1,$$

$$\xi_f^0 = -\mathrm{Le}\ln(1-Y_s^0) = \ln\frac{q}{1+l-\theta_0},$$

$$Y_s^0 = 1-\left(\frac{1-\theta_0+l}{q}\right)^{1/Le},$$

где Y_s^0 – массовая концентрация горючего компонента вблизи поверхности разложения топлива; θ_b^0 – безразмерная температура пламени: $\theta_b^0 = T_b^0/T_s^0$.

Результаты исследования и их анализ

Задача (3) решалась численно по неявной схеме со вторым порядком точности по шагу пространственной переменной и первым порядком точности по временному шагу. В качестве начальных условий были приняты решения (4).

Константу ν_0 полагаем пока равной нулю. Это означает зависимости скорости разложения топлива непосредственно только лишь от температуры поверхности топлива. Существуют экспериментальные данные [7], хотя и не совсем надежные, но все же указывающие на отсутствие прямой зависимости скорости разложения от давления. Результаты моделирования нестационарного горения качественно зависит от знака теплового эффекта L. Поэтому следует отдельно разобрать случаи экзотермической и эндотермической реакции на поверхности топлива. В настоящей работе рассмотрение ограничено низкочастотными колебаниями давления. Именно в этой области наблюдаются наиболее интересные критические явления.

Экзотермическая реакция. Анализ модели горения проводился на основе двух форм зависимости давления от времени: синусоидальной и экспоненциальной. Если состояние горения такое, что оно находится вблизи границы устойчивого горения, то небольшие колебания давления могут привести к погасанию. Причем в случае синусоидальной зависимости давления от времени $\eta = 1 + A_\eta\cdot\sin(\omega\tau)$ для каждой частоты ω существует свое критическое значение амплитуды A_η колебания, зависящее от остальных физико-химических параметров. Аналогичная ситуация имеет место для экспоненциального сброса давления $\eta = 1 - \Delta\eta + \Delta\eta\cdot\exp(-\tau/\tau_\eta)$. Он характеризуется величиной перепада давления $\Delta\eta$ и временем τ_η, в течение которого величина давления уменьшается в e раз. Отметим, что в приведенных формах закона изменения давления для простоты записи опущено время задержки действия нестационарной части. На приведенных ниже рисунках сначала устанавливается стационарное горение в течение времени задержки.

Мера удаленности состояния горения от границы устойчивости определялась по величине феноменологических коэффициентов *r* и *k*. Изначально их предполагалось находить экспериментальным путем [7]. Но можно определить их теоретические значения, которые будут зависеть от принятой модели горения. В нашем случае справедливы формулы [8]

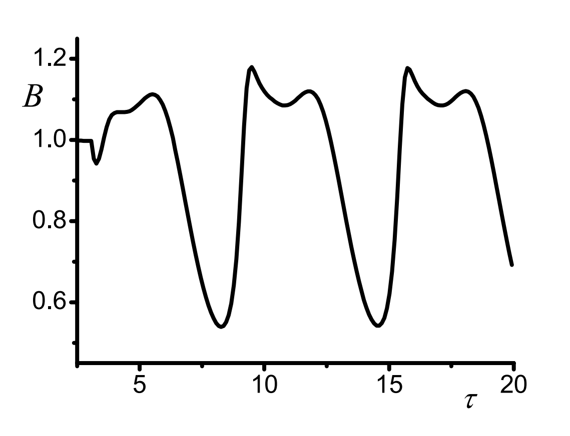
$$r = \frac{\beta_c}{2\beta(\theta_b^0)^2} = \frac{E}{E_c}\left(\frac{T_s^0}{T_b^0}\right)^2,$$

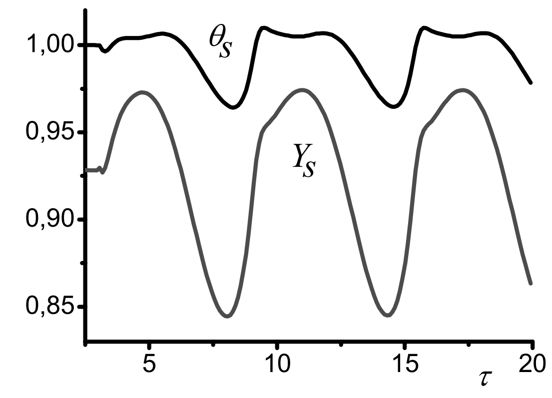
$$k = \frac{1-\theta_0}{2\beta(\theta_b^0)^2} = \frac{E(T_s^0 - T_0)}{2R(T_b^0)^2}. \quad (5)$$

Расчеты проводились для интервала частот 0,1...18 в единицах $(u^0)^2/\kappa_c$. Более высокие частоты, как выяснилось, рассматривать нецелесообразно. Во всяком случае, при ω>18 каких-либо новых критических эффектов не было обнаружено.

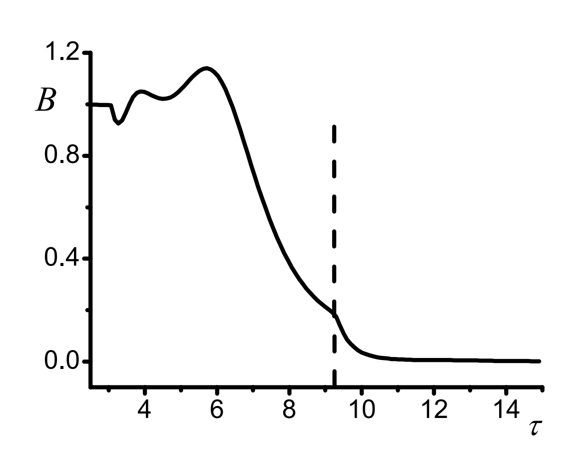
Пример поведения скорости горения *B*, температуры поверхности θ_s разложения топлива и концентрации Y_s горючего на этой поверхности приведен на рис. 1 (для всех рисунков σ=0,01; Le=1). Здесь ω=1. Ввиду большой амплитуды нелинейный характер колебания (рис. 1, *а*) ярко выражен (В противном случае все кривые были бы синусоидальными). К тому же A_η близко к критическому значению 0,51. При более высоких амплитудах происходит погасание (рис. 1, *б*). Его наступление характеризуется внезапным и быстрым падением скорости горения и температуры поверхности (штриховая линия). Значения безразмерных параметров следующие (вариант 1): θ_0=0,6; *l*=–0,23; *q*=2,41; β_s=0,06; β=0,02; K_0=3,8·10^8; *r*=0,14; *k*=0,95. Исходные константы θ_0, *l*, *q*, β_s, β, K_0 подбирались такими, чтобы коэффициенты *k*, *r* были в пределах экспериментально установленных значений [7, 9]. На рис. 1, 2 безразмерное давление становится отличным от единицы в моменты времени τ>3.

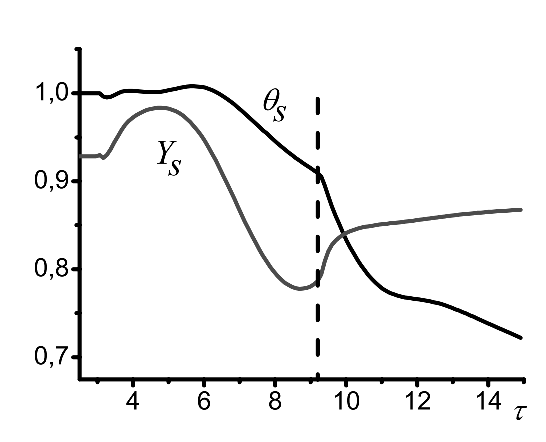
С увеличением частоты критическая амплитуда, как правило, тоже растет, но не значительно (рис. 2, ω=3). Здесь критическая амплитуда равна 0,442. Обращает на себя внимание постепенное зарождение новой моды колебания. На рис. 1 заметна своеобразная неглубокая впадина при *B*≈1,1. Эта впадина при частоте ω=3 (рис. 2) практически сформировалась в колебательную моду. Если период нелинейного колебания на рис. 1 был равен примерно





а





б

Рис. 1. *Нелинейные колебания в системе: а) A_η=0,4 вблизи критического значения амплитуды давления и наступление погасания; б) A_η=0,52*

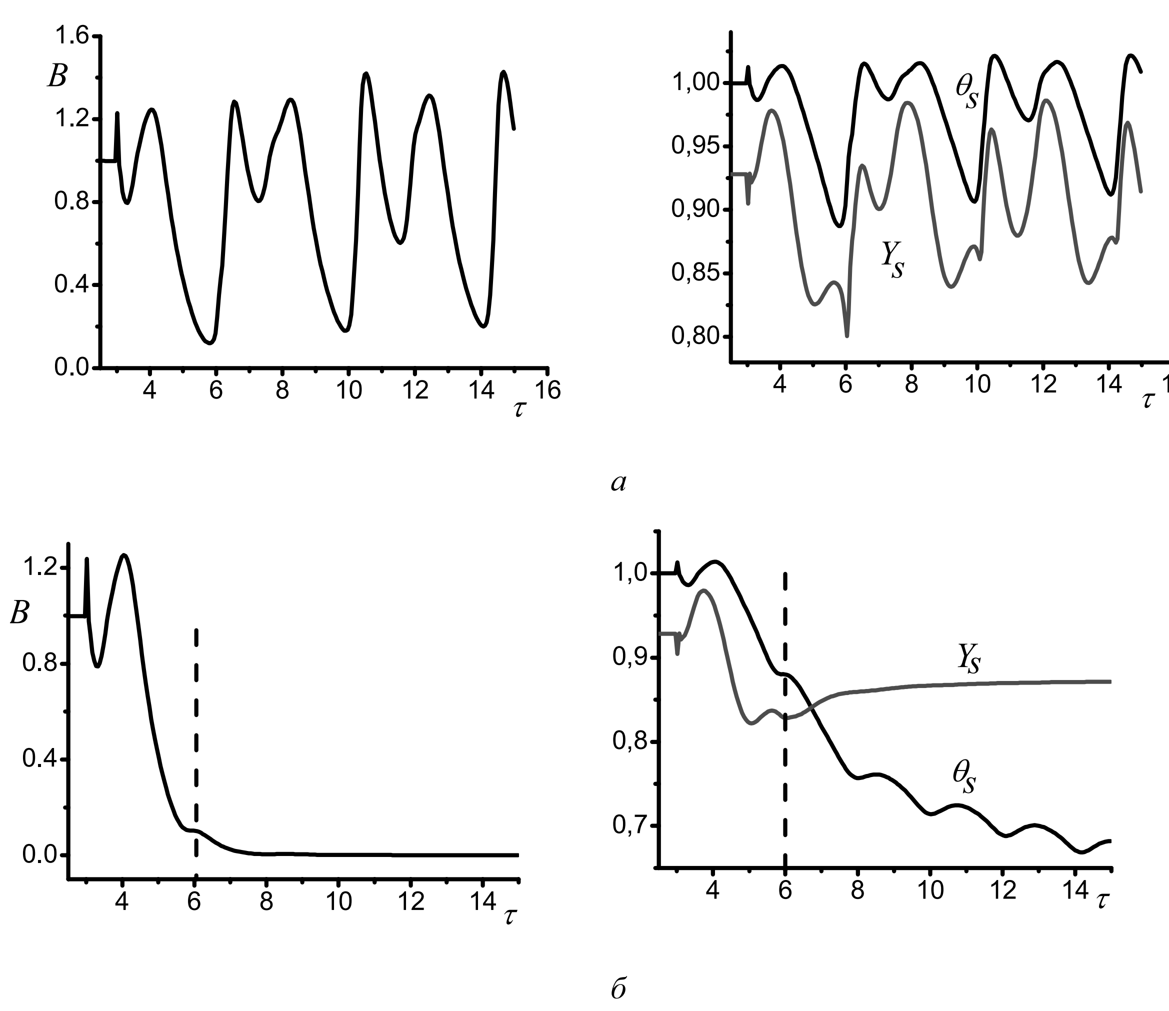


Рис. 2. *Нелинейные колебания в системе: а) A_η=0,43 и критический переход; б) A_η=0,443 к погасанию*

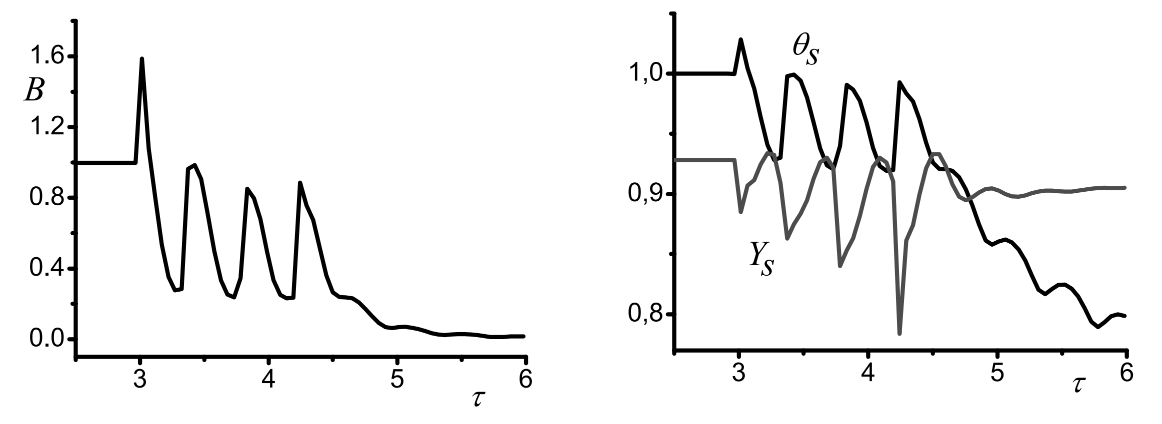


Рис. 3. *Переходный процесс при амплитуде A_η=0,41 и частоте ω=15*

4,9, то на рис. 2 он составляет 2,6...4,2. На профиле концентрации Y_s с увеличением частоты начинают появляться острые выступы (рис. 2, *б*). На стадии погасания температура снижается волнообразно, но неуклонно падает. При частоте ω=10 критическая амплитуда равна 0,45. Основные качественные свойства переходного режима горения здесь такие же, как и на частоте ω=3. Но на частоте ω=15 (рис. 3) погасание происходит не гладкими падениями основных динамических параметров, оно сопровождается сильными скачками скорости горения *B*, температуры θ_s и концентрации Y_s.

Здесь снова происходит снижение значения критической амплитуды. Погасание происходит после того, как скорость горения или температура поверхности испытывает слишком резкий подъем и такое же падение. Причем на стадии падения появляется излом, после которого эти параметры испытывают

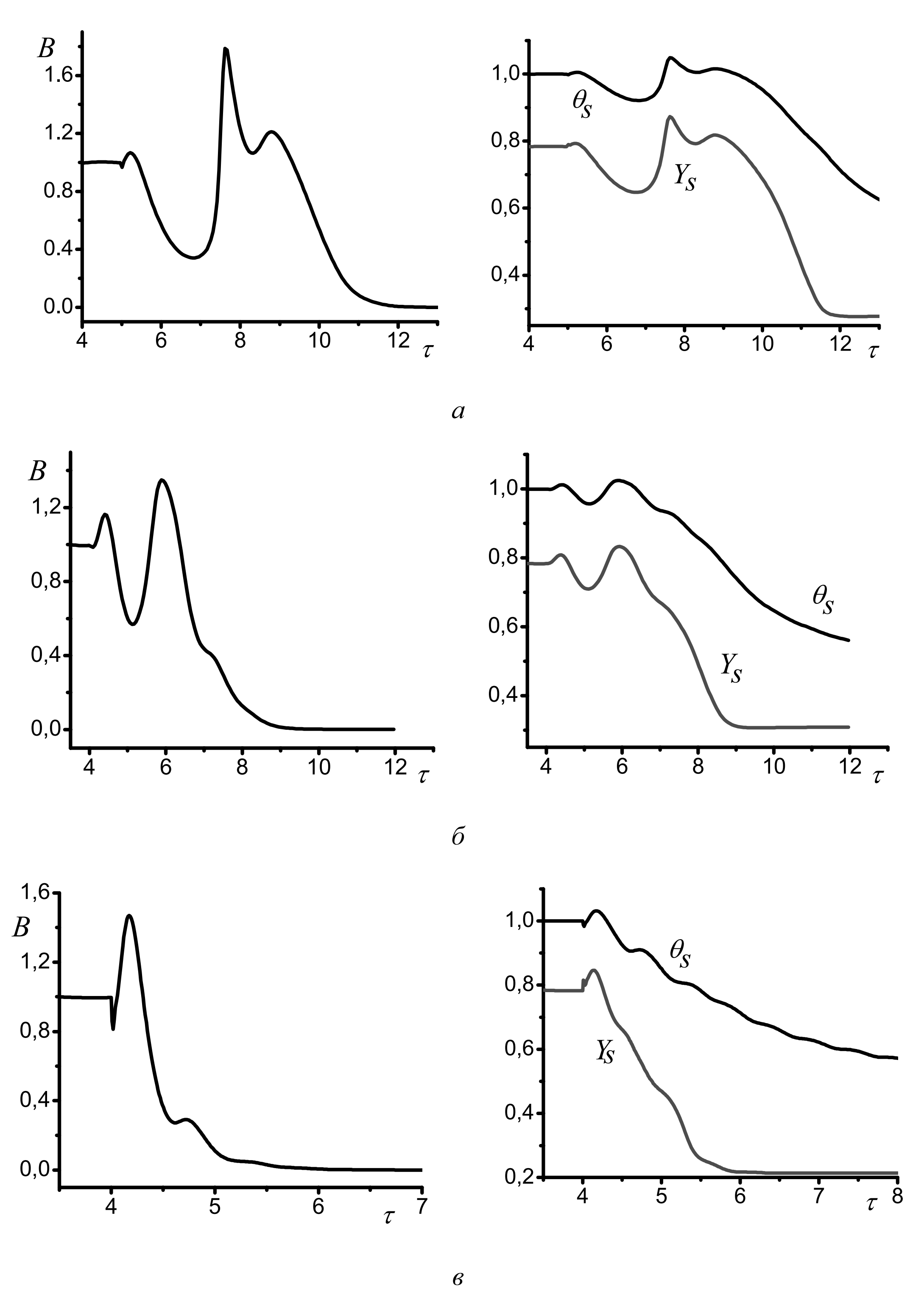


Рис. 4. *Переходы стационарного горения к погасанию при превышении критических значений амплитуды давления: а) A_η=0,05, ω=3; б) A_η=0,043, ω=7; в) A_η=0,2; ω=12*

еще большее снижение по величине. Если в предыдущих случаях погасание произошло примерно за 3 ед. времени, то теперь это время равно 1,5.

Следующая серия расчетов (рис. 4) проведена для других исходных параметров горения (вариант 2): θ_0=0,3; l=0,23; q=2,2; β_s=0,08; β=0,04; K_0=3,3·10^5; r=0,13; k=1,17. Действие нестационарного давления начинается в момент времени τ=5.

Если в 1-м варианте критическая амплитуда меняется слабо, то здесь заметен ее рост. Время погасания, которое определяется грубо по характеру спада скорости горения, соответственно равно 3,5; 2,5; 1,3.

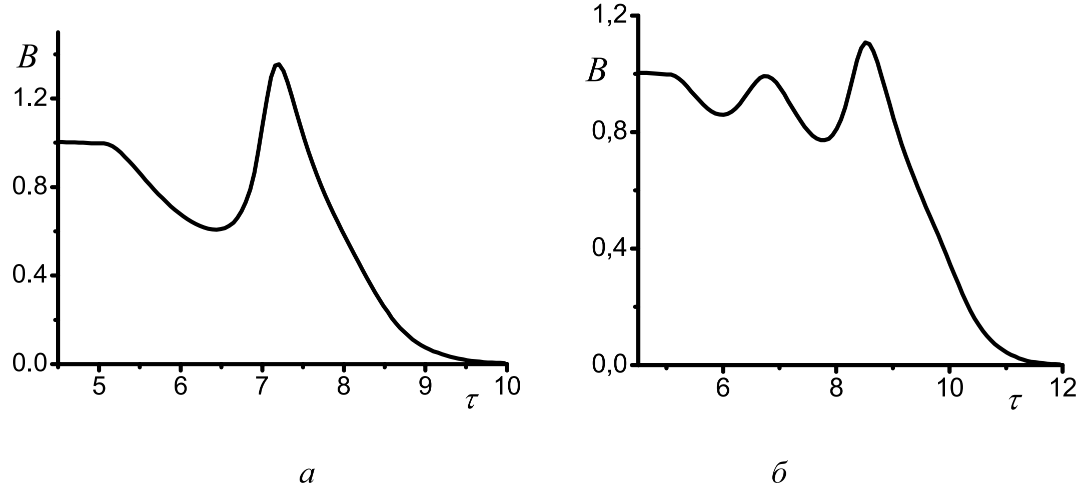


Рис. 5. *Погасание горения при повышении давления, $\Delta\eta=-0{,}1$; а) $\tau_\eta=1$; б) $\tau_\eta=2$*

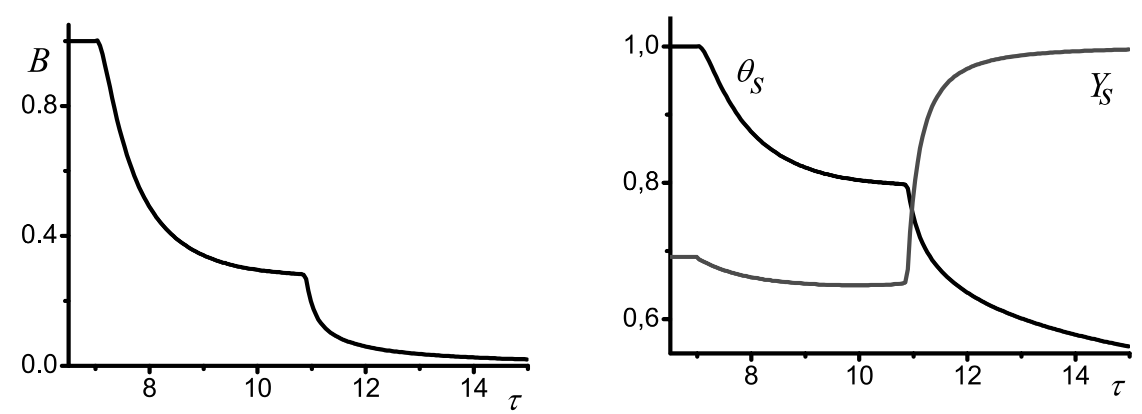


Рис. 6. *Погасание горения при эндотермической реакции: $\Delta\eta=-0{,}22$; $\tau_\eta=1/3$*

Проведенное исследование для варианта 2 с экспоненциальным изменением давления показало следующее: если перепад давления ниже значения $\Delta\eta\approx0{,}85$, то система переходит асимптотически к новому стационарному режиму горения с повышенной скоростью горения $B>1$. Если же выше 0,85, то скорость горения становится ниже первоначального значения 1. Также скорость горения понижается при повышении давления (т. е. при $\Delta\eta<0$). При этом относительно небольшое изменение давления приводит к погасанию горения (рис. 5).

Поведение скорости горения в зависимости от характерного времени τ_η изменения давления говорит о слабой устойчивости рассматриваемого режима горения. Это подтверждается тем, что при $\Delta\eta=-0{,}05$ скорость горения, неуклонно понижаясь в среднем по времени, испытывает колебания с нарастающей амплитудой. В конечном счете, при прохождении через критическое минимальное значение $\approx0{,}3$ скорость горения быстро спадает к нулю.

Эндотермическая реакция. Такой тип реакции разложения топлива на газ рассматривался при следующих значениях параметров: $\theta_0=0{,}43$; $l=-0{,}23$; $\sigma=0{,}01$; Le=1; $q=2{,}6$; $\beta_s=0{,}2$; $\beta=0{,}02$; $K_0=9{,}38\cdot10^9$; $r=0{,}64$; $k=1{,}82$. Найденный критический перепад давления равен $-0{,}215$ (рис. 6).

Если же давление меняется по гармоническому закону, то критическая амплитуда колебания оказывается равной критическому перепаду давления при экспоненциальном его изменении. Т. е. при протекании экзотермической реакции разложения на поверхности топлива для гашения горения требуется большая амплитуда давления.

Выводы

Анализ нестационарных режимов горения твердых ракетных топлив и взрывчатых веществ при переменном давлении показал, что:

1. Стационарное устойчивое горение может быть погашено при гармонически меняющемся давлении.
2. Прекращение горения происходит при снижении температуры поверхности топлива ниже критического значения.
3. Имеется тенденция повышения критического значения амплитуды колебания с ростом его частоты.
4. При эндотермической реакции разложении топлива отмечается повышенная устойчивость горения к колебаниям давления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жидкие и твердые ракетные топлива. – Сб. перев. с англ. / Под ред. Ю.Х. Шаулова. – М.: Иностранная литература, 1959. – 436 с.
2. Исследования ракетных двигателей на твердом топливе / Пер. с англ. Под ред. И.Н. Козловского. – М.: Иностранная литература, 1963. – 440 с.
3. Липанов А.М. Об одном классе прогрессивно горящих конструктивных форм // Физика горения и взрыва. – 1997. – Т. 33. – № 4. – С. 84–90.
4. Denison M.R., Baum E.A. A simplified model of unstable burning in solid propellants // ARS Journal. – 1961. – V. 31. – P. 1112–1122.
5. Сабденов К.О., Миньков Л.Л. Особенности горения ракетного топлива при не равном единице числе Льюиса в газовой фазе // Инженерно-физический журнал. – 2001. – Т. 74. – № 6. – С. 61–72.
6. Пигфорд Р., Шервуд Т., Уилки Ч. Массопередача. – М.: Химия, 1982. – 695 с.
7. Новожилов Б.В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. – М.: Наука, 1973. – 176 с.
8. Сабденов К.О. Различные режимы горения твердого ракетного топлива, распадающегося на газ по механизму пиролиза // Известия Томского политехнического университета. – 2006. – Т. 309. – № 3. – С. 120–125.
9. Новожилов Б.В. Об акустическом резонансе при горении порохов // Физика горения и взрыва. – 2000. – Т. 36. – № 1. – С. 5–11.

УДК 536.46+533.6